

Для типичного широкополосного источника излучения — суперлюминесцентного диода — в ОВС с сильным линейным двулучепреломлением длина деполяризации L_d составляет ~ 10 см, а длина корреляции случайных неоднородностей ОВС $L_k < 1$ мм [5]. При $L_d \gg L_k$ H представляет собой «сумму» большого числа независимых слабых, и поэтому можно ожидать, что H будет распределено на ансамбле волокон по нормальному закону. Нетрудно вычислить параметры этого распределения: математическое ожидание и дисперсия. Первый равен нулю. Второй находим, усреднив H^2 по ансамблю статистически однородных ОВС (знак усреднения — черта сверху), полагая при этом, что случайный процесс $k(z)$ стационарный, и $\overline{k(s)} = 0$. В силу стационарности $\overline{k(s)k(s+u)} = \sigma_k^2 \varphi(u)$, где $\sigma_k^2 = \overline{k^2(s)}$ — дисперсия, $\varphi(u)$ — корреляционная функция. При $L_d \gg L_k$

$$\sigma_H^2 = \overline{H^2} = hL_d = L_d \int_0^\infty \sigma_k^2 \varphi(u) \cos(2\beta_{12}(\omega_0)u) du, \quad (12)$$

где h — средний погонный коэффициент преобразования рабочей волны в паразитную волну, определяющий длину ОВС, на которой сохраняется состояние поляризации излучения $L_c = 1/h$ [5]

Математическое ожидание и дисперсия степени поляризации излучения $p = |H|$ также выражаются через параметр h и длину деполяризации излучения L_d :

$$\overline{p} = \sqrt{2hL_d/\pi}, \quad \sigma_p = \sqrt{(\pi-2)/\pi} \sqrt{hL_d}. \quad (13)$$

Таким образом, в ОВС со случайными неоднородностями при $z \gg L_d$ предельная степень поляризации излучения не зависит от длины ОВС, а относительные флуктуации степени поляризации порядка единицы.

Для типичных значений $L_d = 10^{-1}$ м и $h = 10^{-5}$ м $^{-1}$ [5] предельная степень деполяризации $\sqrt{2hL_d/\pi}$ составляет $\sim 8 \cdot 10^{-4}$, что хорошо согласуется с экспериментальными значениями, полученными в [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakai J., Mashida S., Kimura T. — IEEE, 1982, QE-17, № 4, p. 488.
2. Sakai J. — J. Opt. Soc. Amer., 1984, 1, № 10, p. 1007.
3. Рытов С. М. Введение в статистическую физику. — М. Наука, 1975.
4. Schiffner G., Leely W., Krammer H., Wittman J. — Appl. Opt., 1983, 8, p. 540.
5. Rashleigh S. — J. Lightwave Technol., 1983, 1, № 2, p. 312.
6. Burns W., Moeller R. — Electron. Lett., 1983, 19, № 5, p. 187.

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию
27 мая 1985 г.

УДК 621.372.8.09

АНАЛИЗ ГОФРИРОВАННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТИПОВ ВОЛН В ПАРАКСИАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С. Н. Власов, Л. В. Пискунова, М. А. Шапиро

Интерес к многомодовым волноводам с нерегулярными гофрированными стенками как трансформаторам типов волн [1] обусловлен их использованием в физических исследованиях, в частности СВЧ трактах установок стационарного УТС при высокочастотных методах нагрева плазмы (см., например, [2]). Известные способы расчета таких трансформаторов основаны на теории связанных волн в нерегулярных волноводах. Приближение двух связанных волн, использованное в [1], не позволяет найти потери на преобразование в другие типы волн и справедливо при большом числе периодов гофры $M \gg 1$ на длине трансформатора, что соответствует малой полосе частот трансформации $\Delta f/f \sim M^{-1}$. В целях увеличения полосы преобразования необходимо рассматривать существенно многомодовые трансформаторы с большим в масштабе длины волны поперечным размером и малым числом периодов гофры. В настоящей работе для анализа преобразования мод в таких трансформаторах применяется метод расчета, основанный на параксиальном (квазиоптическом) приближении для волн в предположении, что радиус нерегулярного волновода слабо изменяется на периоде гофры.

Рассмотрим трансформацию аксиально-симметричных волн в волноводе круглого сечения с радиусом, изменяющимся по закону $R(z) = a + b \sin hz$ на длине транс-

форматора L . В паракиральном приближении медленно меняющаяся амплитуда A азимутальной компоненты электрического (для H -волн) или магнитного поля (для E -волн) удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{1}{r^2} A, \quad (1)$$

k — волновое число, r, z — цилиндрические координаты. Начальные и граничные условия имеют вид

$$A|_{z=0} = A_0(r), \quad A|_{r=0} = 0, \quad A|_{r=R(z)} = 0 \quad (\text{для } H\text{-волн}),$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial r} + \frac{A}{r} \right) dz + ikAdr|_{r=R(z)} = 0 \quad (\text{для } E\text{-волн}); \quad 0 < r < R(z), \quad 0 < z < L.$$

При переходе от волнового уравнения к уравнению для медленно меняющейся амплитуды (1) мы пренебрегли членом $\partial^2 A / \partial z^2$, тем самым не принимая во внимание встречные волны и упрощая начальные условия.

Далее используем обобщенное линзовое преобразование координат и амплитуды поля [3, 4], позволяющее перейти от решения краевой задачи в области с зависящей от координаты z границей $r=R(z)$ к решению в полосе. Сделаем замену переменных:

$$r = a \frac{\rho}{\sigma_1(\tau)}, \quad z = ka^2 \frac{\sigma_2(\tau)}{\sigma_1(\tau)}, \quad (2)$$

где $\sigma_{1,2}(\tau)$ есть линейно независимые решения уравнения второго порядка $\sigma'' + \sigma/\Phi(\tau) = 0$ с вронскианом

$$\sigma_2' \sigma_1 - \sigma_1' \sigma_2 = 1. \quad (3)$$

Считая, что граница области $r=R(z)$ в координатах (ρ, τ) имеет вид $\rho=1$, из соотношений (2), (3) получим уравнение

$$\sigma_1^3 \sigma_1'' = (\bar{h}')^2 (1 - \sigma_1) \quad (4)$$

с начальными условиями $\sigma_1(0)=1$, $\sigma_1'(0) = -h'b'$, где $\bar{h}' = ka^2 \bar{h}$, $b' = b/a$.

Воспользовавшись преобразованием для амплитуды поля

$$A(r, z) = \sigma_1(\tau) \tilde{A}(\rho, \tau) \exp \left(i \frac{1}{2} \rho^2 \frac{\sigma_1'(\tau)}{\sigma_1(\tau)} \right), \quad (5)$$

уравнение (1) приведем к виду

$$2i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \rho} - \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{\rho^2}{\Phi(\tau)} \right) \tilde{A}, \quad (6)$$

где функция $\Phi(\tau)$ определяется через решение уравнения (4):

$$\Phi(\tau) = - \frac{\sigma_1^4}{(\bar{h}')^2 (1 - \sigma_1)}.$$

Начальные и граничные условия примут вид

$$\tilde{A}|_{\tau=0} = \tilde{A}_0(\rho), \quad \tilde{A}|_{\rho=0} = 0, \quad \tilde{A}|_{\rho=1} = 0 \quad (\text{для } H\text{-волн}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial \rho} + \tilde{A}|_{\rho=1} = 0 \quad (\text{для } E\text{-волн}); \quad 0 < \rho < 1, \quad 0 < \tau < \tau_0 = \int_0^L \frac{dz}{kR^2(z)}.$$

Заметим, что уравнение (6) с граничными условиями (7) описывает азимутально-симметричные волны в волноводе постоянного радиуса, заполненном нерегулярной линзоподобной средой.

При численном решении краевой задачи (6), (7) определялась эффективность трансформации мод с различными радиальными индексами (H_{0n} в H_{0m} , E_{0n} в E_{0m}). Входящая в уравнение (4) величина \bar{h}' , определяющая период гофры и частоту, выбиралась в окрестности значения $\bar{h}'_0 = |\mu_{sm}^2 - \mu_{sn}^2|/2$. Последнее равенство представляет собой условие точного синхронизма волн в квазиоптическом приближении. Числа μ_{sn} , μ_{sm} — соответствующие рассматриваемым модам положительные корни уравнений для функций Бесселя $J_s(\mu) = 0$, $s=1$ в случае H -волн, $s=0$ — в случае E -волн. Величина b' , характеризующая глубину гофры, в соответствии с методом связанных волн [1] и паракиральным приближением находится из условия

$$Mb' = \begin{cases} \bar{h}'_0 / (2 \mu_{1n} \mu_{1m}) & \text{для } H\text{-волн,} \\ \bar{h}'_0 / (\mu_{0n}^2 + \mu_{0m}^2) & \text{для } E\text{-волн} \end{cases}$$

Начальная функция в краевой задаче (6), (7), определяющая поперечную структуру поля моды $H_{0n}(s=1)$ или $E_{0n}(s=0)$, с учетом (5) равна

$$\tilde{A}_0(\rho) = J_1(\mu_{sn}\rho) \exp\left(i \frac{1}{2} \rho^2 \bar{h}'b'\right).$$

Коэффициент трансформации моды $H_{0n}(E_{0n})$ в $H_{0m}(E_{0m})$ имеет вид

$$\eta_{nm} = \frac{\left| \int_0^1 \tilde{A}(\rho, \tau_0) J_1(\mu_{sm}\rho) \rho d\rho \right|^2}{\frac{1}{4} J_{1-s}^2(\mu_{sm}) J_{1-s}^2(\mu_{sn})}.$$

На рис. 1, 2 приведены значения коэффициента трансформации η_{12} мод H_{01} в H_{02} и E_{01} в E_{02} при различном числе периодов гофры M в зависимости от расстройки синхронизма $\Delta f/f = (\bar{h}' - \bar{h}'_0)/\bar{h}'_0$. Из рисунков видно, что для эффективного преобразования моды H_{01} в H_{02} при коэффициенте $\eta_{12} > 0,95$ требуется небольшое число периодов $M=2 \div 3$, причем полоса частот преобразования достаточно велика — $8 \div 9\%$ по уровню 0,9. Преобразование E -волн происходит менее эффективно и в меньшей полосе частот.

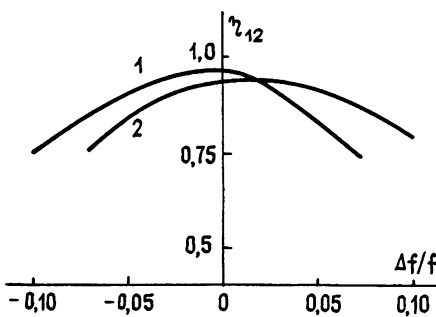


Рис. 1.

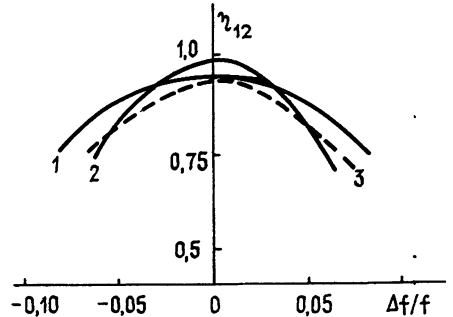


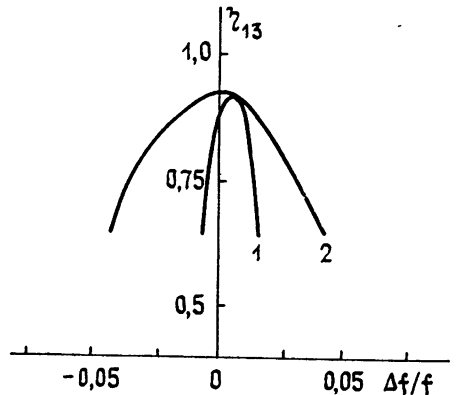
Рис. 2.

Рис. 1. Коэффициент трансформации мод: 1— $H_{01} \rightarrow H_{02}$ ($M=2$); 2— $E_{01} \rightarrow E_{02}$ ($M=2$).

Рис. 2. Коэффициент трансформации мод: 1— $H_{01} \rightarrow H_{02}$ ($M=3$); 2— $H_{01} \rightarrow H_{02}$ ($M=4$); 3— $E_{01} \rightarrow E_{02}$ ($M=3$).

При трансформации в моду с более высоким значением радиального индекса (H_{01} в H_{03}) для получения коэффициента $\eta_{13} > 0,9$ необходимо принять $M > 25$ (см. рис. 3, кривая 1), при этом полоса преобразования узкая, а центр полосы смещен в область более высоких частот. Этот факт объясняется трансформацией волны H_{03} в H_{04} . В преобразователе моды E_{01} в E_{03} возбуждение паразитной волны E_{04} происходит еще более интенсивно, поскольку центральные частоты преобразования мод E_{01} в E_{03} и E_{03} в E_{04} практически совпадают. В результате максимальный коэффициент трансформации волны E_{01} в E_{03} при $M=30$ составляет лишь 0,85, а центральная частота смещена также в область более высоких частот.

Рис. 3. Коэффициент трансформации мод: 1— $H_{01} \rightarrow H_{03}$ ($M=30$); 2— $H_{01} \rightarrow H_{02} \rightarrow H_{03}$ ($M_1=M_2=5$).



С другой стороны, по результатам расчетов для получения коэффициента трансформации моды H_{02} в H_{03} $\eta_{23} > 0,95$ достаточно принять $M=3 \div 4$. В соответствии с этим рассматривался двухсекционный трансформатор $H_{01} \rightarrow H_{02} \rightarrow H_{03}$. Значение коэффициента η_{13} для такого трансформатора при количестве периодов гофры в каждой секции $M_1=M_2=5$ приведены на рис. 3 (кривая 2). Как видно из рисунка,

переход от односекционного преобразователя моды H_{01} в H_{03} к двухсекционному позволяет увеличить полосу частот трансформации в пять раз при том же максимальном коэффициенте трансформации.

Методом, изложенным в работе, могут быть рассмотрены трансформаторы с неэквидистантной и переменной по глубине гофрировкой, что позволяет синтезировать частотную характеристику преобразования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 783.
2. Moeller C. — Int. Journ. Electronics, 1982, 53, № 6, p. 587.
3. Таланов В. И. Диссертация. Горький, гос. ун-т, 1967.
4. Власов С. Н., Пискунова Л. В., Таланов В. И. — ЖЭТФ, 1978, 75, № 5, с. 1602.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
25 апреля 1985 г.

ИНСТРУКЦИЯ ПО СОСТАВЛЕНИЮ РЕФЕРАТОВ

1. В реферате кратко излагается основное содержание статьи. Реферат должен дать читателю представление о характере освещаемой работы, оригинальности постановки вопроса, методике проведения исследования и его основных результатах.

2. Реферату должно предшествовать библиографическое описание в следующем виде: название статьи, фамилия и инициалы автора, название журнала, где помещается статья. Текст реферата начинается непосредственно с изложения существа работы без повторения заголовка. Форма изложения материала не обязательно должна повторять форму изложения оригинальной статьи.

3. Если оригинал содержит большое количество цифровых данных, их следует обобщить и систематизировать.

4. Средний объем реферата 1,5—2 страницы машинописного текста, отпечатанного через два интервала на белой писчей бумаге обычного формата (30×21) в двух экземплярах с полем 4 см с левой стороны.

5. Таблицы, схемы, графики и пр. могут быть включены в том случае, если они отражают основное содержание работы или сокращают текст реферата. Сообщение о наличии в реферируемой работе таблиц, схем, графиков, фотографий, карт, рисунков необходимо давать в конце реферата. Например, табл. 2, илл. 10.

6. Формулы приводятся только в том случае, если они необходимы для понимания статьи. Громоздкие математические выражения помещать не следует. Формулы следует вписывать четко, не изменяя принятых в оригинале обозначений величин. Формулы и буквенные обозначения вписываются черными чернилами во второй экземпляр. Вписывание формул и буквенных обозначений, а также исправление замеченных опечаток в первом экземпляре не делается.

7. В конце реферата в квадратных скобках указывается название учреждения или предприятия, в котором автор реферируемой работы (если эти данные приводятся в статье) провел работу. Подпись автора и дату написания реферата следует ставить в левом нижнем углу на обоих экземплярах реферата.